<Subscript>

C = cold

f = frost

H = hot

Literature cited

- 1) de Vahl Davis, G.: *Int. J. Heat Mass Transfer*, 11, 1675 (1968)
- 2) Eckert, E. R. G. and W. O. Carlson: *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2, 106 (1961)
- 3) Elder, J. W.: *J. Fluid Mech.*, 26, 77 (1965)
- 4) Katto, Y.: "Dennetsu Gairon", p.139, Yokendo (1964)
- 5) Newell, M. E. and F. W. Schmidt: *Trans. ASME Series C*, 92, 159 (1970)
- 6) Wilkes, J. O. and S. W. Charchill: *A. I. Ch. E. Journal*, 12, 161 (1966)
- 7) Yamakawa, N., N. Takahashi and S. Ohtani: *Kagaku Kōgaku*, 33, 699 (1969)
- 8) Yamakawa, N., N. Takahashi and S. Ohtani: *Kagaku Kōgaku*, 35, 328 (1971)
- 9) Yamakawa, N. and S. Ohtani: *Kagaku Kōgaku*, 36, 197 (1972)

多段傾斜型流動層における伝熱*

新井紀男**・架谷昌信**

杉山幸男**

名古屋大学工学部 化学工学科

緒言

著者らはさきに傾斜型流動層における固体粒子の流れ²⁾、粒子-流体間の伝熱⁴⁾および固体の熱分解反応¹⁾について報告し、これが固-気反応装置などに応用できることを明らかにした。しかし、この方式は通常の流動層の場合にくらべて低粒子層高で操作されるため、とくに高温ガスを用いる固-気反応（たとえば石灰石の焼成）などに用いる場合、かなりの熱量が排ガスの顕熱として失われ、単段で操作することが熱的に不利となる。したがって熱量経済、反応率の向上、処理能力の増大などの点から装置を多段化することが必要となる。このような場合、まず多段化した装置（多段傾斜型流動層）における接触効率を検討することが重要な問題となる。

以上のような観点から、本研究においては多段傾斜型流動層における粒子とガスとの間の定常的な熱交換に関して、2, 3の仮定の下で理論解析し、計算結果と3段階

傾斜型流動層での空気による粒子の加熱実験結果とを比較検討した。さらに、多段化することの有効性を熱効率の面から諸操作パラメーターと関連させて検討するとともに多段傾斜型流動層をガスと粒子の熱交換操作に用いる場合の最適操作条件および所要段数について、すでに報告されている多段流動層³⁾の場合とも比較し、考察を行った。

1. 伝熱モデルならびに数値解法

まず、多段傾斜型流動層においてガスと粒子の熱交換が定常状態になったときの粒子およびガス温度の分布を求める方法について述べる。理論解析にあたり、つぎの仮定を設ける。

- (i) 壁からの熱損失はない。
- (ii) 粒子層および空間部をよぎるガスはピストン流れであり、かつ粒子は層高さ方向に完全混合である。
- (iii) 各段間の粒子溢流部（本実験ではロータリーバルブ）での熱交換は無視する。
- (iv) 粒子内には温度分布はない。

以上の仮定に基づけば、多段傾斜型流動層における伝熱を Fig. 1(a) に示すようにモデル化することができる。

* <Heat Transfer in Multistage Inclined Fluidized Beds>
Received on July 22, 1972

化学関係学会連合東北地方大会（秋田，1972年9月）にて研究発表

** Norio Arai (正会員), Masanobu Hasatani (正会員) and Sachio Sugiyama (正会員) Dept. of Chem. Eng., Nagoya Univ., Nagoya, Japan

Fig. 1 Heat transfer model of multistage inclined fluidized beds

Fig. 1 (a) を参考にして最下段から上方に数えて第 $(2i+1)$ 段目について微小熱収支をとると*

$$WC_p \frac{dt_{p,2i+1}}{dx} = \left[GC_g l \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{h_p(2i+1)AW}{GC_g l u_s(2i+1)}\right) \right\} (t_{g,2i} - t_{p,2i+1}) \right] \quad (1)$$

$$t_{g,2i+1} = t_{p,2i+1} + (t_{g,2i} - t_{p,2i+1}) \exp\left(-\frac{h_p(2i+1)AW}{GC_g l u_s(2i+1)}\right) \quad (2)$$

境界条件として

$$i=0, 0 \leq x \leq L; t_{g,0} = \varphi(\text{known}) \quad (3)$$

$$i=n, x=0; t_{p,2n+1} = t_{p,0}(\text{known}) \quad (4)$$

$$i \neq 0 (i=1, 2, \dots, n) \left\{ \begin{array}{l} x=L \\ t_{p,2i} = t_{p,2i+1} \end{array} \right. \quad (5)$$

$$i \neq n (i=0, 1, 2, \dots, n-1) \left\{ \begin{array}{l} x=0 \\ t_{p,2i+1} = t_{p,2i+2} \end{array} \right. \quad (6)$$

なお, Eq. (1) の導出過程は前報¹⁾で述べたと同様である。

総段数が任意の $(2n+1)$ 段である多段傾斜型流動層の定常状態における粒子温度 t_p およびガス温度 t_g の分布を求めるには, それぞれ $(2n+1)$ 個の Eq. (1) (ただし, 偶数段については右辺の符号は負となる) および

* ふく射ならびに粒子混合の影響については実験温度が 150°C 以下であること, さらに前報¹⁾の結果から無視して差支えない。

Eq. (2) に相当する式を Eqs. (3)~(6) の境界条件の下で解けばよい。しかしながら, これを解析的に解くことは困難であるので, ここでは計算機によって数値解を求めることにする。その計算方法 (数値解法) の概略はつぎのようである。

- ① 各段を m 個のセクションに等分割する (各セクションの長さ Δx)。そして Fig. 1 (b) に示すように, たとえば第 $(2i+1)$ 段の第 j セクションにおける粒子およびガス温度を $t_{p,2i+1,j}$, $t_{g,2i+1,j}$ のようにあらわし, またそれぞれの温度は各セクションで一定値をとるものとする。
- ② 各セクションでは h_p, u_s は一定と仮定する。これより Eqs. (1) および (2) は近似的につぎのようになる。

$$t_{p,2i+1,j+1} = t_{p,2i+1,j} + B\alpha(2i+1,j)\{t_{g,2i+1,j} - t_{p,2i+1,j}\} \quad (1')$$

$$t_{g,2i+1,j} = t_{p,2i+1,j} + \{1 - \alpha(2i+1,j)\}\{t_{g,2i+1,j} - t_{p,2i+1,j}\} \quad (2')$$

ここに,

$$B = \frac{GC_g l \Delta x}{WC_p},$$

$$\alpha(2i+1,j) = 1 - \exp\left\{-\frac{h_p(2i+1,j)AW}{GC_g l u_s(2i+1,j)}\right\}$$

- ③ 出口粒子温度 $t_{p,f}$ を仮定し, Eqs. (1)', (2)', (3)~(6) を用いて逐次計算を行ない, 入口粒子温度 $(t_{p,0})_{\text{cal}}$ を逆算する。
- ④ $t_{p,0}$ と $(t_{p,0})_{\text{cal}}$ とが一致するまで $t_{p,f}$ を修正し ③の計算を繰り返す。

以上の方法によって任意の $(2n+1)$ 段について定常状態における粒子およびガス温度の分布を求めることができる。

2. 実験装置および方法

実験装置 (3 段の場合) の概略を Fig. 2 に示す。各段は長さ 500 mm, 幅 20 mm の粒子流路を有し, また多孔板は前報^{1~3)}で用いたと同じカーボン布である。粒子の溢流部は Fig. 3 に示すようなロータリーバルブ方式を採用し, ガスの吹き抜けを防ぐため図に示すように羽根の部分にカーボン布 (多孔板に使用すると同じもの) を 4 枚重ねて取りつけた。なお, 実験中カーボン布が摩耗するが, 少なくとも 1 回の実験ごとにカーボン布を取り換えればガスの吹き抜けがなく安定に粒子を溢流させることができた。Fig. 2 に示す 3 個のロータリーバルブはシャフトによって無段変速モーターに直結されており, その回転数は 30~80 rpm の間で変えられるように設計されている。実験はまず, 一定温度および流量の加熱空気 (最大負荷 8 kW の電気予熱器によって加熱) を各段の

入口ガス温度が定常的に均一になるまで流しつづける。ただし、壁からの熱損失を防ぎ、かつ装置全体にわたって温度が一樣になるように装置外壁に取りつけた保温用ヒーター（1kWニクロム線、各段間に合計4本）への入力電圧を調節する。さらに空気整流のため空気室には磁製球が充填されている。以上のような実験上の配慮をした結果、Fig. 2の×印の位置での測定温度を2~3%のバラツキで均一にすることができた。空気温度が定常状態になったとき振動フィーダにより室温の粒子を一定供給速度で最上段の入口に連続的に供給する。これと同時にロータリーバルブを一定速度で回転させ、粒子を下段へと送る。ただし、それぞれのロータリーバルブはFig. 2に示すように矢印の方向へと回転させ、粒子がこの部分で冷えないように留意した。粒子を連続的に供給、排出し、加熱空気と熱交換させつつ、Fig. 2に示す各位置での温度変化を電子管式自動温度記録計で追跡する。各位置での温度が定常となったとき、その定常値を各段での入口あるいは出口空気温度とする。さらに、このとき粒子温度を前報⁴⁾と同様の方法で最上段の中心と出口ならびに最下段の出口の合計3点について測定する。なお本実験に用いた試料粒子は $D_p=0.36, 0.44, 0.66$ mmの珪砂である。また実験範囲は $\varphi=100\sim150^\circ\text{C}$ 、 $W=5\sim20$ kg/hr、傾斜角度は各段とも 8° と一定で行なった。

3. 実験結果および考察

3.1 粒子およびガス温度分布

Figs. 4および5に3段の場合について得られた計算結果（数値解）と実験結果との比較の1例を示す。両図は第1段への入口空気温度 φ を一定とした場合の粒子および空気温度の定常値を示している。またFig. 4には粒子供給前の装置内空気温度の分布も併示したが、先述の仮定(i)がほぼ満足されていることが認められる。数値計算にあたり、空気の諸物性値は化工便覧より推算し、また珪砂については $\rho_s=2.5\times10^3$ kg/m³、 $C_p=0.2$ kcal/kg $\cdot^\circ\text{C}$ とした。さらに、粒子-流体間伝熱係数 h_p ⁴⁾および粒子の線速度 u_s ²⁾はそれぞれすでに報告した無次元相関式より算出した値を用いた。なお、実際の計算にはFACOM 230-60を用い、 $m=20$ ($\Delta x=2.5$ cm)として行なった。ところでEqs. (1)および(2)は α^* を定数と考えれば解析的に解くことができる（ただし、 α 一定であっても段数が4段をこえると解析解を求めることが非常に困難となる）。そこで、3段の場合について、以下に示す方法で解析解を求め、上述の数値解の妥当性を検討する。Fig. 1(a)の伝熱モデルを参考にすれば3段の場合について定常状態における粒子温度分布を求

* 粒子層温度と層出口ガス温度が等しいとき、つまりFig. 1(b)で $t_{p,2i+1,j}=t_{g,2i+1,j}$ の場合には $\alpha=1$ 、一般的には $0<\alpha<1$ である。

Fig. 2 Experimental apparatus (three-stage inclined fluidized bed)

Fig. 3 Detail of rotary valve

める基礎式はつぎのようになる。

$$\frac{dt_{p,3}}{dX} = \alpha\beta\{(\varphi - t_{p,3}) - \alpha(\varphi - t_{p,2}) - \alpha(1 - \alpha)(\varphi - t_{p,1})\} \quad (7)$$

$$\frac{dt_{p,2}}{dX} = -\alpha\beta\{(\varphi - t_{p,2}) - \alpha(\varphi - t_{p,1})\} \quad (8)$$

$$\frac{dt_{p,1}}{dX} = \alpha\beta(\varphi - t_{p,1}) \quad (9)$$

ここで、

$$\beta = \frac{GC_0 l L}{WC_p}, \quad X = \frac{x}{L}$$

である。

境界条件としては、

$$X=0; \quad t_{p,1}=t_{p,2} \quad (10)$$

$$X=1; \quad t_{p,2}=t_{p,3} \quad (11)$$

$$X=0; \quad t_{p,3}=t_{p,0} \text{ (known)} \quad (12)$$

よってEqs. (7)~(9)をEqs. (10)~(12)の条件で解くと

$$\frac{t_{p,3} - t_{p,0}}{\varphi - t_{p,0}} = 1$$

(14)

Fig. 4 Comparison of experimental data with calculation results

Fig. 5 Comparison of experimental data with calculation results

$$\frac{\left[\frac{\alpha}{2} - \alpha^2 \beta \left(1 - \frac{\alpha}{2} \right) + \left(1 - \frac{\alpha}{2} \right)^2 e^{2\alpha\beta} + \alpha^2 \beta \left(1 - \frac{\alpha}{2} \right) X + \frac{\alpha}{2} \left(1 - \frac{\alpha}{2} \right) e^{2\alpha\beta X} \right] e^{-\alpha\beta X}}{\alpha \left(1 - \frac{\alpha}{4} \right) + \left(1 - \frac{\alpha}{2} \right)^2 e^{2\alpha\beta} - \alpha^2 \beta \left(1 - \frac{\alpha}{2} \right)} \quad (13)$$

$$\frac{t_{p,2} - t_{p,0}}{\varphi - t_{p,0}} = 1$$

$$\frac{\left\{ \frac{\alpha}{2} + \left(1 - \frac{\alpha}{2} \right) e^{2\alpha\beta X} \right\} e^{-\alpha\beta X}}{\alpha \left(1 - \frac{\alpha}{4} \right) + \left(1 - \frac{\alpha}{2} \right)^2 e^{2\alpha\beta} - \alpha^2 \beta \left(1 - \frac{\alpha}{2} \right)}$$

* 本実験範囲では α の値の変化は最大 7% 程度であり、 α を一定として取り扱っても誤差は少ない。

$$\frac{t_{p,1} - t_{p,0}}{\varphi - t_{p,0}} = 1$$

$$\frac{e^{-\alpha\beta X}}{\alpha \left(1 - \frac{\alpha}{4} \right) + \left(1 - \frac{\alpha}{2} \right)^2 e^{2\alpha\beta} - \alpha^2 \beta \left(1 - \frac{\alpha}{2} \right)} \quad (15)$$

が得られる。Fig. 4 における 2 点鎖線は α を第 1 段入口空気温度 (φ) 基準の値で代表し、Eqs. (13)~(15) をプロットしたものであるが、その結果は数値解とよく一致している。Fig. 4 の実験条件においては α の変化は最大 5% 程度であり、先述の数値解法の場合に Eqs. (1)' および (2)' のとき差近似をしたこと、また $m=20$ としたことなどの取り扱いがほぼ妥当であると考えてよいと思われる。Figs. 4 および 5 によれば定常状態における粒子およびガス温度分布は向流型熱交換器の場合に類似しており、かつ計算結果と実験結果とはほぼ良好な一致を示している。したがって (i)~(iii) などの仮定にもとづく本解析法を用いれば、多段傾斜型流動層を粒子とガスの熱交換操作あるいは固-気反応操作に応用する場合にあたっての伝熱計算が可能である。

3・2 熱効率と諸因子の関係

多段化することの有効性および多段傾斜型流動層を粒子とガスの熱交換操作に応用するときの所要段数、最適操作条件の決定方法について、以下に示す熱効率を定義し検討する。なお、熱効率と操作パラメーター間の関係を求めるパラメーター計算においては α を一定として扱う*。

(1) まず多段化することの有効性を、粒子温度がどれだけ入口空気温度 φ に近づくかをあらわす粒子熱効率 η_1 を定義することによって考察する。

$$\eta_1 = \frac{t_{p,1} - t_{p,0}}{\varphi - t_{p,0}} \quad (16)$$

Fig. 6 に一例として $\alpha=0.5$ の場合について η_1 と $\beta (= GC_p L / WC_p)$ 関係を段数 N をパラメーターとして示す。Fig. 6 は計算結果を示したものであるが、 N の増加に伴って排熱が有効に利用されるようになり、多段化することの有効性が明らかにわかる。ただし、 N の増加に伴う η_1 の増加度合は徐々に減少し、たとえば $\beta=1$ で N が 1 から 3 になると η_1 は約 60% 増加するのに対して、 N が 3 から 5 になったときには約 15% 増とその増加率は減少しており、段数を増すことが場合によっては効果的でないと思われる。また Fig. 7 には計算結果と実験結果の比較を $N=1$ および 3 の場合について示した。ただし、 $N=1$ での実験結果は前報⁴⁾の結果をプロットしたものである。Fig. 7 より計算および実験結果ともに同じ β であっても α の増加に伴い (すなわち粒子とガスの接触が良好になるにつれて) η_1 が増加している。また、計算結果と実験結果とは比較的広範囲の α の値 ($\alpha=0.554 \sim 0.878$) に対して良好な一致がみられる。

Fig. 6 Relationship between η_1 and β ($\alpha=0.5$)

Fig. 7 Comparison of experimental data with calculation results

(2) Fig. 8には Figs. 6 および 7 の結果をまとめて、 η_1 に対するすべての操作パラメータの影響を総括的に検討するため Tamarin⁵⁾ が行なったと同様に横軸に N 、縦軸に η_1 をとったものを示す。なお、Fig. 8 は $N=1 \sim 9$ 、 $\alpha=0.5 \sim 1$ 、 $\beta=0.5 \sim 2$ についてパラメータ計算した結果をプロットしたものである。図の実線は Tamarin が多段流動層について、各段における粒子層温度は均一で、かつその値と粒子層出口ガス温度および溢流粒子温度が等しいと仮定して理論的に導いた関係式である。その関係式は次式によってあらわされる。

$$\eta_1 = \frac{\beta(1-\beta^N)}{1-\beta^{N+1}} \quad (17)$$

Fig. 8 によれば、 β が大になるにつれ、また N が小さくなるにつれて多段傾斜型流動層における η_1 の方が多段流動層の場合よりも大きくなることもある。つまり、各段で粒子をピストン流れに近づけ、ガスおよび粒子に

Fig. 8 Relationship between η_1 and N ($\alpha=0.5 \sim 1.0$, $\beta=0.5 \sim 2.0$)

Fig. 9 Relationship between $(\eta_1 \cdot \eta_2)$ and β

連続的な温度分布をつけた場合の方が η_1 が大になる場合があるわけで興味あることと思われる。以上より、Fig. 8 の図表を用いれば多段傾斜型流動層で粒子とガスの熱交換操作を行なう場合、必要な η_1 を得るための操作条件が決定できるが、操作の最適化を目指すならばさらにつぎの熱効率をも考慮する必要があると思われる。

(3) 前にも述べたように段数 N を一定とした場合 η_1 を大にするためには β (たとえば W を一定とすれば G) を増してやればよい。ところが、この場合 η_1 は大になるが、一方では排ガスの顕熱として失われてしまう熱量も多大となる。したがって η_1 を大きくしつつ装置としての総合的な熱効率を高めるためにはつぎに示す熱効率 η_2 を考慮する必要がある。

$$\eta_2 = \frac{WC_p(t_{p,f} - t_{p,o})}{GC_g L(\varphi - t_{p,o})} \quad (18)$$

この η_2 は式からわかるようにガスが粒子に伝えることのできる総熱量（右辺の分母）のうちで実際にどれだけ粒子の温度上昇に使われたかを示す割合である。Fig. 9 には $(\eta_1 \cdot \eta_2)$ と β との関係（計算結果）を α および N をパラメーターとして示し、また $N=3$ の場合についての実験結果も併示してある。図からわかるように η_1 および η_2 の両方を考慮した装置としての総合的な熱効率率は α ならびに N とともに増加する。さらに α , N が一定の場合について $(\eta_1 \cdot \eta_2)$ は β の値によって最大値をとり、操作的に最適条件があることを示している。なお最大値をとるときの β は 1.0 近くであるが、 $\beta < 1$ になると熱効率は著しく減少するようである。したがって、多段傾斜型流動層の実際への応用に あたっては α , N の値にかかわらず $\beta=1$ 近くに操作条件を選ぶことが望ま

しいと考えられる。

結 言

多段傾斜型流動層における粒子とガスの熱交換に関して、とくに定常状態、壁からの熱損失はないという条件の下で理論解析し、計算結果と 1 例として 3 段傾斜型流動層での空気による粒子の加熱実験結果とを比較し、ほぼ良好なる一致が認められた。また、傾斜型流動層を多段化することが熱効率の面で非常に有利であることを理論的ならびに実験的に確かめるとともに、多段傾斜型流動層を粒子とガスとの熱交換操作に応用する場合の所要段数および最適操作条件を決定するための図表も作成した。

Nomenclature

a	= surface area per unit mass of particle	[m ² /kg]	x	= distance	[m]
C_g	= specific heat of gas	[kcal/kg·°C]	<Greek>		
C_p	= specific heat of particle	[kcal/kg·°C]	α	= dimensionless parameter $[1 - \exp(-h_p a W / GC_g l u_s)]$	[-]
D_p	= diameter of particle	[m]	β	= dimensionless parameter $(GC_g l L / WC_p)$	[-]
G	= mass flow rate of gas	[kg/m ² ·hr]	η_1	= heat efficiency defined by Eq.(16)	[-]
h_p	= heat transfer coefficient	[kcal/m ² ·hr·°C]	η_2	= heat efficiency defined by Eq.(18)	[-]
L	= total length of porous plate	[m]	θ	= inclined angle	[°]
l	= width of porous plate	[m]	ρ_s	= density of particle	[kg/m ³]
N	= total stage number	[-]	φ	= temperature of inlet gas	[°C]
t_g	= temperature of gas	[°C]	<Subscript>		
t_p	= temperature of particle	[°C]	0	= initial value	
u_s	= linear velocity of particle	[m/hr]	f	= final value	
W	= mass velocity of particle	[kg/hr]			
X	= dimensionless length (x/L)	[-]			

Literature cited

- 1) Arai, N., M. Hasatani and S. Sugiyama: *Kagaku Kōgaku*, **34**, 649 (1970)
- 2) Arai, N., M. Hasatani and S. Sugiyama: *ibid.*, **35**, 565 (1971)
- 3) Arai, N., M. Hasatani and S. Sugiyama: *ibid.*, **36**, 181 (1972)
- 4) Sugiyama, S., M. Hasatani and N. Arai: *ibid.*, **33**, 435 (1969)
- 5) Tamarin, A. I.: *Inzh.-Fiz. Zhurn.*, **6**, 88 (1963)

密閉系における結霜時の自然対流熱伝達——底面加熱、片側壁冷却の場合——（山川紀夫・河村文雄・大谷茂盛，化学工学，37，373～379（1973））

密閉系（底面加熱，片側壁冷却，他側壁および天井壁断熱の場合）における空気の自然対流熱伝達に関して結霜過程にある場合について実験を行ない，系内の温度分布，熱伝達係数などを求めた。物質移動の影響をみるため，熱移動のみがおきている場合についても温度分布，熱伝達係数などを求めた。この結果，結霜をともしう場合の Nusselt 数は熱移動のみがおきている場合のそれにくらべ，2～3 倍程度大きい値を示した。

さらに熱移動のみがおきている場合について，基礎方程式を数値計算により解き，温度分布，Nusselt 数などを求め，実験結果と比較した結果よい一致をみた。

多段傾斜型流動層における伝熱（新井紀男・架谷昌信・杉山幸男，化学工学，37，379～384（1973））

多段傾斜型流動層における粒子とガスの熱交換に関して若干の仮定の下で理論解析した。また，理論計算結果と3段傾斜型流動層で得られた実験結果とを比較し，良好な一致が認められた。さらに，傾斜型流動層を多段化することが熱効率の面で非常に有利であることを理論的ならびに実験的に確かめるとともに，多段傾斜型流動層を粒子とガスとの熱交換操作に応用する場合の所要段数および最適操作条件を決定するための図表も作成した。

任意の多角形ダクト内の層流強制対流における流れと熱伝達（中村 肇・平岡節郎・山田幾穂，化学工学，37，385～390（1973））

任意の多角形ダクト内の層流強制対流についての摩擦係数，ヌセルト数を得るために，三角座標系によるラプラシアンの数値解析を提出した。この方法は境界条件を完全に満足し，他の方法と比較してかなり良い精度で，しかも短い時間で解を得ることができる。応用として任意の四角形ダクトについて説明した。

混合蒸気の凝縮——溶解性2液の場合——（早川豊彦・川崎順二郎，化学工学，37，390～397（1973））

液相で相互に溶解する2成分混合蒸気の水平円管外壁面上における凝縮について実験的検討が行なわれた。蒸気側の物質移動係数については実験に使用されたすべての混合蒸気系に適用できる相関式が得られた。凝縮液層の熱伝達係数については，水を含まない系の場合には単一飽和蒸気に対して得られた相関式がそのまま適用できること，および水を含んだ系の場合は凝縮液組成の影響を強く受けて特異な挙動を示すことが判明した。これらの計算において凝縮液表面状態として凝縮液の沸点ならびに対応する蒸気組成が用いられたが，相関結果よりこの妥当性が示された。また，凝縮液組成の計算法について考察された。

起泡分離法に関する研究——D.B.S. 吸着速度および D.B.S. の除去——（城塚 正・石渡正博，化学工学，37，397～402（1973））

起泡分離法において，大きな因子のひとつに界面活性剤の吸着速度がある。ドデシルベンゼンスルホン酸ナトリウム（D.B.S.）についてはその気液界面への吸着速度は次式のようなラングミア型吸着速度式であらわすことができた。

$$\frac{d\Gamma}{dt} = 2.00 \times 10^7 C_{BA} (3.77 \times 10^{-10} - \Gamma) - 0.618 \Gamma$$

またこの吸着速度式を用いると，起泡分離法により，D.B.S. を処理する場合の除去比 $E = C_F / C_B - 1$ は

$$E = SF_0 [1 - \exp\{-k_1(C_B + K)t\}] / L_B C_B$$

であらわすことができる。また本式は実験結果とよい一致を示すことがわかった。

液液界面における液滴累積層の生成機構（宝沢光紀・鈴木睦・只木植力・前田四郎，化学工学，37，402～408（1973））

ミキサセトラやスプレー塔などの液液抽出装置において，液液界面には液滴の累積層が形成される。

本研究では，この液滴の累積機構について検討し，待ち行列の理論を応用した二つのモデルを提出した。モデル A では，液滴の合体が累積層上端のみ起こることを仮定し，一方モデル B では累積層内部でも，液滴の合体が起こると考えた。

スプレー塔についての実験が，2種類の分散器を用い，水-トルエン系について行なわれた。その結果，累積層内の液滴の合体頻度が滴径に比例するとしたモデル B が，実験結果と良く一致することがわかった。累積層内の液滴の破壊頻度は，平界面における単一液滴の合体時間を測定することにより予測可能であることが推定される。

Condensation of Binary Mixture of Vapors of Miscible Liquids, Toyohiko Hayakawa and Junjiro Kawasaki (Tokyo Inst. of Tech.)
Kagaku Kōgaku, 37, 390~397 (1973)

An experimental study was carried out on the condensation of binary mixed vapor of miscible liquids on a horizontal tube. Vapor phase mass transfer coefficients were correlated by dimensionless equation applicable to all the system used in this study. Result of correlation for condensing heat transfer coefficients of organic solvents system showed a good agreement with that of single saturated vapor. For the system including water, however, a pronounce effect of condensate composition was found. In these calculation, interfacial conditions were assumed to be those of boiling point of condensate and it was shown by the results of correlation that this assumption was applicable. The estimation method of composition of condensate was presented at the same time.

Studies on Bubble Fractionation—Adsorption rate and elimination of D.B.S.—, Tadashi Shirotsubaka and Masahiro Ishiwata (Waseda Univ.)
Kagaku Kōgaku, 37, 397~402 (1973)

One of the important factor influencing on the bubble fractionation is the adsorption rate of surfactant from aqueous solution to the air-water interface. It was found that the experimental results for sodium dodecylbenzene sulfonate (D.B.S.) in tap water can be correlated with the adsorption rate equation of Langmuir's type, which is as follows:

$$\frac{d\Gamma}{dt} = 2.00 \times 10^7 C_{BA} (3.77 \times 10^{-10} - \Gamma) - 0.618\Gamma$$

where

Γ : surface excess of D.B.S. [mol/cm²]

t : time [sec]

C_{BA} : bulk concentration of D.B.S. [mol/cm³]

Then using this adsorption rate equation, the elimination ratio of D.B.S. for a bubble fractionation equipment $E = C_F/C_B - 1$ could be shown as follows:

$$E = S\Gamma_0 \{1 - \exp\{-k_1(C_B + K)t\}\} / L_B C_B$$

And the experimental results agreed well with this equation.

The Mechanism of Formation of Droplet Bed at a Liquid-Liquid Interface, Mitsunori Hozawa, Mutsu-mi Suzuki, Teiriki Tadaki and Siro Maeda (Tohoku Univ.)
Kagaku Kōgaku, 37, 402~408 (1973)

In the liquid extraction equipment such as a mixer settler and a spray column, the droplet bed is formed at the liquid-liquid interface. In this work, the formation mechanism of the droplet bed is studied and two models are proposed based on the theory of queues. In the model A the coalescence of drops is assumed to occur only at the top of the bed and in the model B it is assumed that the coalescence also occurs in the droplet bed.

The experiments of the spray column were carried using two distributors in toluene-water system.

It is found that the model B in which the coalescence frequencies are assumed to be proportional to the drop size agrees well with the experimental results.

The breakage frequencies of the drops in the bed are suggested to be evaluated by the measurements of the coalescence time of single drops at a plane interface.

Heat Transfer by Natural Convection under the Frosting Condition in an Enclosed Cavity—Bottom plate is heated and one side plate is cooled—, Norio Yamakawa, Fumio Kawamura and Shigemori Ohtani (Tohoku Univ.)
Kagaku Kōgaku, 37, 373~379 (1973)

Temperature distribution and heat transfer coefficient by natural convection of air in an enclosed cavity (bottom plate is heated, one side plate is cooled and the others are thermally insulated) were measured experimentally under the frosting condition. In order to study the influence of mass transfer, temperature distribution and heat transfer coefficient without frosting were also measured. The present experimental results showed that the values of Nusselt number with mass transfer were approximately 2~3 times as large as those without mass transfer.

Temperature distribution and heat transfer coefficient were numerically obtained by solving the governing equations in case of no mass transfer. The calculated results agreed well with those of experiment.

Heat Transfer in Multistage Inclined Fluidized Beds, Norio Arai, Masanobu Hasatani and Sachio Sugiyama (Nagoya Univ.)
Kagaku Kōgaku, 37, 379~384 (1973)

In a multistage inclined fluidized bed, it was investigated theoretically on heat exchange between particles and gas under some assumptions. A fairly good agreement was recognized between the theoretical and the experimental results in a three-stage inclined fluidized bed. Furthermore, effectiveness of multiplying stages was confirmed on heat efficiency both theoretically and experimentally. A chart was made up on the relation between the required number of stage and optimum conditions of heat exchange.

Flow and Heat Transfer of Laminar Forced Convection in Arbitrary Polygonal Ducts, Hajime Nakamura (Daido Inst. of Tech.), Setsuro Hiraoka and Ikuho Yamada (Nagoya Inst. of Tech.)
Kagaku Kōgaku, 37, 385~390 (1973)

In order to determine friction factor and Nusselt number for laminar forced convection in arbitrary polygonal ducts, a numerical method has been proposed using Laplacians for triangular lattice. Since the presented method satisfies the boundary condition perfectly, one can be easily obtained the solution with fairly good accuracy and short time in comparison with other methods. An application to the ducts with arbitrary quadrilateral cross section is illustrated.